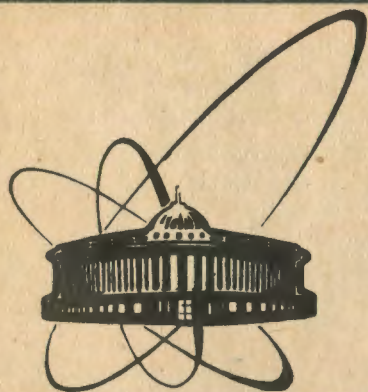


90-458



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-90-458

Аммосов В.В.

НЕЙТРИННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
С КОМПЛЕКСОМ МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО НА УНК

Протвино - Пиза - Цойтен - София - Дубна

1990

В.В.Аммосов, А.А.Бельков, А.П.Бугорский, Н.А.Галяев,  
А.Г.Денисов, С.П.Денисов, В.П.Жигунов, В.И.Котов,  
Р.Н.Краснокутский, В.П.Крючков, А.В.Ланев, А.А.Лебедев,  
В.Н.Лебедев, С.А.Медведь, В.С.Михайлов, О.И.Михайлов,  
Н.В.Мохов, С.А.Мухин, Н.И.Наумов, Ю.М.Пищальников,  
Е.А.Разуваев, Р.А.Рзаев, В.И.Сиротенко, Е.А.Слободюк,  
А.П.Солдатов, А.А.Спиридонов, Д.А.Стойнова, А.В.Узунян,  
Н.Н.Федякин, С.С.Черный  
Институт физики высоких энергий, Протвино

Дж.Дженнaro, М.Рагадини, Ф.Серджиампиеври, Г.Спандре,  
В.Фламинио, К.Черри  
Национальный институт ядерной физики, Пиза, Италия

Ю.Бер, Г.Бом, З.Новак, С.Риман, Х.Ролоф, А.Шаале, А.Швинд  
Институт физики высоких энергий, Цойтен, ГДР

В.И.Генчев, Л.Д.Грекова, Е.И.Иванов, П.К.Марков,  
Г.Г.Султанов, П.С.Яйджиев  
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН,  
София, НРБ

П.Г.Акишин, Д.Ю.Бардин, Е.В.Белякова, С.М.Биленький, М.Винде,  
О.П.Гавришук, И.М.Гешков, Я.Гладки<sup>1</sup>, И.А.Голутвин,  
И.И.Евсиков, Р.Р.Еремеев, А.В.Ефремов, И.Жачек<sup>2</sup>, В.Е.Жильцов,  
Н.И.Замятин, П.В.Зрелов, В.В.Иванов, И.М.Иванченко,  
М.Г.Кадыков, С.И.Какурин, А.В.Карев, В.Ю.Каржавин,  
Н.Н.Карпенко, Ю.Т.Киришин, А.А.Комар<sup>3</sup>, И.Г.Косарев,  
В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин, Р.Ледницки, В.Н.Лысяков,  
П.К.Маньяков, А.В.Маханьков, В.Ф.Миняшкин, П.В.Мойсенз,  
С.Немечек<sup>1</sup>, Ю.Л.Обухов, В.Г.Одинцов, В.В.Пальчик, Р.Позе,  
А.Прокеш, П.Раймер<sup>1</sup>, С.Риман, И.А.Савин, П.В.Светлов,  
В.А.Свиридов, С.В.Сергеев, А.В.Сидоров, Н.Б.Скачков,  
В.А.Смирнов, Г.И.Смирнов, Ю.А.Смирнов, Д.А.Смолин,  
В.Н.Сотников, Ю.В.Столярский, И.Страхота<sup>1</sup>, Т.А.Стриж,  
Е.В.Телюков<sup>3</sup>, А.А.Фещенко, В.С.Хабаров, Я.Цвах<sup>1</sup>, А.С.Чвыров,  
Г.С.Шабратова, А.Б.Шалыгин, А.А.Шиканян<sup>3</sup>, Д.В.Ширков,  
Я.Шкваржил, А.С.Щелев, А.А.Юкаев, Г.А.Ярыгин, Ю.А.Яцуненко  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>1</sup>Физический институт ЧСАН, Прага

<sup>2</sup>Ядерный центр физико-математического факультета  
Карлова университета, Прага

<sup>3</sup>ФИАН им. П.Н.Лебедева

## I. ВВЕДЕНИЕ

За 15 лет своего существования нейтринная физика высоких энергий сыграла важную роль в становлении единой теории электрослабых взаимодействий и исследовании структуры нуклона на малых расстояниях.

Переход к энергиям УНК в области нейтринной физики открывает новые перспективы исследований. Чтобы полностью реализовать преимущества УНК по энергии и светимости нужен новый методический подход к исследованиям в пучках нейтрино, в которых основные усилия будут направлены на прецизионную традиционную физику: определение параметров стандартной теории и систематический поиск отклонений от нее.

При стандартной постановке нейтринных экспериментов существуют две трудности: во-первых, достоверно неизвестен тип нейтрино, и, во-вторых, начальная энергия нейтрино известна с плохой точностью. Решить эти проблемы можно путем "мечения" нейтрино<sup>/1/</sup>. При энергиях УНК оказывается возможным получение пучков меченых нейтрино с энергетическим разрешением  $(3 + 6)\%/2/$ .

В настоящем предложении кратко рассматриваются перспективы нейтринных исследований в пучках меченых нейтрино на УНК.

## 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПЛЕКСА МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО

Суть метода мечения нейтрино состоит в одновременной с нейтринным взаимодействием регистрации продуктов распада родительских  $K^{\pm}$ - мезонов и восстановления кинематики распада.

В настоящее время создается комплекс меченых нейтрино (КМН) для проведения исследований в пучках меченых нейтрино на ускорителе У-70. Он спроектирован таким образом, что основные детекторы

подходят для нейтринных исследований на УНК<sup>/3/</sup>. Здесь мы приведем его основные характеристики.

Собственно КМН состоит из следующих основных частей

1) станции мечения (СМ); 2) нейтринного детектора (НД); 3) мюонного спектрометра (МС); 4) пассивной и активной защиты НД от космического и ускорительного фона. От традиционной установки нейтринных экспериментов в дихроматических пучках КМН отличается лишь наличием СМ и защиты НД.

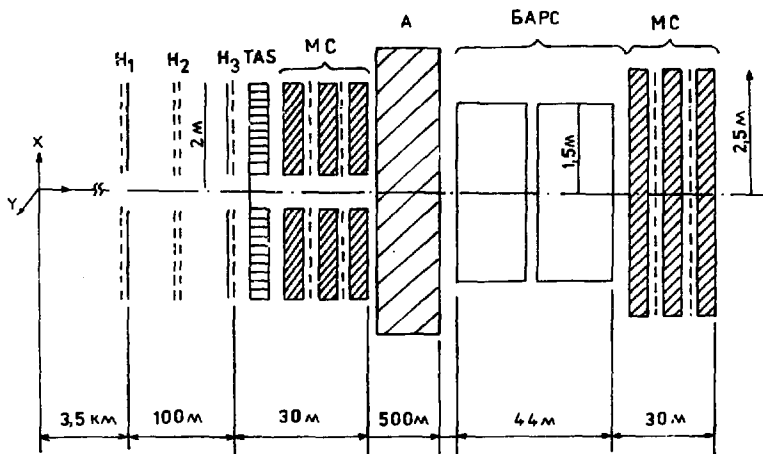


Рис. I. Схематическое изображение комплекса меченых нейтрино. Н - спиральляционные годоскопы, TAS - спектрометр полного поглощения, МС - мюонные спектрометры, А - стальная мюонная защита, БАРС - жидкоаргоновый спектрометр.

СМ, расположенная в конце распадной базы  $L_{\mu} = 3,5$  км, предназначена для определения импульса электрона,  $\Pi^0$  - мезона и мюона. Она состоит из координатных годоскопических плоскостей Н, спектрометра полного поглощения TAS и адронного поглотителя А (рис. I).

Таблица 1

Точностные характеристики нейтринного калориметра  
 БАРС с тонкой структурой ( 3 мм Al + 27 мм Ag )

$\Delta E_e/E_e$	$0,04 \cdot E^{-0,5}$
$\Delta x$ [мм]	$16 \cdot E^{-0,5}$
$\Delta \theta_e$ [мрад]	$42 \cdot E^{-0,5}$
$\Delta E_h/E_h$	$0,4 \cdot E^{-0,5}$
$\Delta \theta_h$ [мрад]	$180 \cdot E^{-0,5}$
$\Delta \theta_\mu$ [мрад]	$1 + 10/E$
Кoeff. режекции $h/e$	$10^{-4}$

Индексы e, h,  $\mu$  относятся к электронам ( $\gamma$ -квантам),  
 адронам и мюонам, соответственно. Энергия - в ТэВ.

Таблица 2

Характеристики пучков меченых нейтрино от распадов  
 $K^+$  с  $P_{K^+} = 1,5$  ТэВ

	$\nu_e$	$\nu_\mu$
Эффективность мечения [%]	20	45
$\langle E_\nu \rangle$ [ТэВ]	0,47	0,9
$\langle \Delta E_\nu / E_\nu \rangle$ [%]	4	5
$\Delta \theta_\nu$ [мкрад]	14	18
$\Delta Z$ [м]	16	62

$\Delta \theta_\nu$  - точность определения направления нейтрино,  
 $\Delta Z$  - точность определения координаты точки распада.

ИД представляет собой большой жидкоаргоновый спектрометр (БАРС), состоящий из двух криогенных танков, системы электродов и регистрирующей электроники (см. табл. I).

МС располагается за спектрометром БАРС и используется для идентификации и спектрометрирования мюонов, образованных в нейтринных взаимодействиях. Он состоит из намагниченных стальных тороидов, прослоенных трековыми детекторами. Импульс мюона измеряется с точностью  $\sim 10\%$  вплоть до  $P_\mu \simeq 1,5$  ТэВ.

В приведенной схеме КИИ будет обладать характеристиками, представленными в табл. 2<sup>1/2</sup>.

Основные преимущества пучков меченых нейтрино сводятся к следующему:

- пучки нейтрино разного типа ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ ) - чистые; примесь "посторонних" нейтрино на 2-3 порядка меньше, чем в обычных пучках;
- точность в определении энергии начального нейтрино лучше в 3-4 раза;
- точность восстановления угловых координат нейтрино лучше в 5-10 раз;
- точность в абсолютной нормировке потоков  $\sim 1\%$ ;
- известна точка образования нейтрино.

### 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Перечисленные выше свойства пучков меченых нейтрино позволяют провести в рамках одного эксперимента:

- систематическую проверку  $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$  - универсальности по сравнительному анализу характеристик  $\nu_\mu$  - и  $\bar{\nu}_\mu$  - взаимодействий;
- поиск и исследование редких процессов;
- прецизионные измерения параметров единой теории электро-слабых взаимодействий;
- прецизионные исследования структуры нуклона на малых расстояниях и определение параметров квантовой хромодинамики.

В табл.3 приведена оценка статистики  $\nu_\mu$  - и  $\nu_e$  - взаимодействий. Энергетические спектры меченых нейтрино представлены на рис.2. В меченых  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$  лучках при  $P_{K^+} \approx 1$  ТэВ такая же статистика может быть получена за 3 + 6 месяцев работы ускорителя<sup>4/</sup>.

### 3.1. Проверка $\nu_\mu - \nu_e$ - универсальности

В настоящее время гипотеза  $\nu_\mu - \nu_e$  - универсальности экспериментально обоснована плохо. Точность немногих экспериментальных результатов весьма невелика ( $\sim 30\%$ ).

В лучках меченых нейтрино  $\nu_\mu - \nu_e$  - универсальность может быть подвергнута прямой проверке как по каналу заряженного, так и нейтрального токов по сравнению полных и дифференциальных сечений  $\nu_\mu(\nu_e)N$  - взаимодействий. При этом отношения сечений сво-

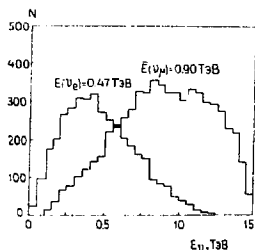


Рис.2. Энергетические спектры меченых  $\nu_\mu$  - ,  $\nu_e$  - нейтрино от распада  $K^+$  - мезонов при  $P_{K^+} = 1,5$  ТэВ.

бодны от ошибок в абсолютных нормировках. Как следует из табл.3, отношения сечений

$$V_i = \sigma_i(\nu_e N) / \sigma_i(\nu_\mu N), \quad i = CC, NC, CC+NC$$

могут быть определены с точностью (0,5 + 1)%.

В пучке меченых нейтрино для измерения величины  $V_{CC+NC}$  необходима только регистрация акта взаимодействия нейтрино в детекторе. При разделении  $CC$ - и  $NC$  - событий существенным оказыва-

Таблица 3

Ожидаемое число нейтринных взаимодействий в 400 т эффективной массы БАРС за 30 дневный сеанс при  $I_p = 3 \cdot 10^{14}$  р/цикл,  $T_{\text{цикл}} = 120$  с,  $I_{K^+} = 9 \cdot 10^{10}$  част/цикл,  $R_{K^+/\pi^+} = 1,5$  ТэВ,  $\sigma(P)/P = 3\%$ .

Реакция	$\nu_\mu$	$\nu_e$
$\nu N \rightarrow l^- X$	$2,6 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^4$
$\bar{\nu} N \rightarrow \bar{l} X$	$0,9 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^4$
$\nu N \rightarrow l^+ l^- X$	$2,6 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^2$
$\bar{\nu} N \rightarrow l^- l^+ X$	$2,5 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^1$
$\nu e \rightarrow \nu e$	350	50

Таблица 4

События с большой потерей энергии в нейтринном калориметре, имеющие сигнатуру заряженных лептонов в конечном состоянии

Пучок	Класс	Уровень фона	Возможный источник
$\nu_\mu$	$I_{\mu^-}$	$10^{-2}$	$CC(\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu})$ ; $CC(c\bar{b}, \bar{c} \rightarrow \mu^- X)$
	$I_{\mu^+}$	$10^{-4}$	$CC(c\bar{b}$ или $u \rightarrow c, c \rightarrow \mu^+ X)$
	$I_e$	$10^{-4}$	$CC(\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu})$
	$I_{\mu\mu}$	$10^{-3}$	$CC(M^0 \rightarrow \mu\mu \nu)$ ; $CC(N \rightarrow \mu\nu)$
	$I_{\mu e}$	$10^{-2}$	$CC(M^0 \rightarrow \mu e \nu)$
$\nu_e$	$I_e$	$10^{-2}$	$CC(\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu})$
	$I_{\mu^-}$	$10^{-2}$	$CC(\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu})$
	$I_{\mu^+}$	$10^{-3}$	$CC(c\bar{b}$ или $u \rightarrow c, c \rightarrow \mu^+ X)$
	$e$	$10^{-3}$	$CC(B^0 \rightarrow e\mu \nu)$



ется знание энергии начального нейтрино. Оценки показывают, что привлечение этой дополнительной информации позволяет довести систематические погрешности до уровня  $< 1\%$ .

### 3.2. Поиск и исследование редких процессов

Пучки меченых нейтрино открывают широкие возможности для поиска таких новых явлений в лептонной вершине нейтринного взаимодействия, как рождение тяжелых и заряженных хиггсовских частиц. Для них характерны лептонная сигнатура в конечном состоянии и большой недостаток энергии, выделенной в калориметре. Примеры такого рода событий вместе с ожидаемым фоном приведены в табл.4. Поиск тяжелых  $\mu$  - и  $e$  - подобных лептонов при энергиях УИХ возможен вплоть до  $M_L \approx 40$  ГэВ.

Плюдотворность точного определения начальной энергии нейтрино для поиска экзотических событий демонстрируется рис.3, на котором приведены распределения по величине  $M = E_{\text{изм}}/E_{\text{меч}}$  обычного  $\nu_e N$  - взаимодействия по каналу заряженного тока и процесса с образованием  $\tau$  - лептона. Условие  $M < 0,7$  подавляет фон от обычных  $\nu_e N$  - взаимодействий в  $\sim 10^3$  раз, а сигнал уменьшает всего в два раза.

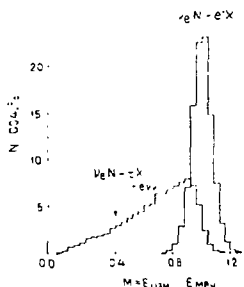


Рис.3. Распределение событий по величине  $M = E_{\text{изм}}/E_{\text{меч}}$  для реакций  $\nu_e N \rightarrow e^- X$  и  $\nu_e N \rightarrow \tau X (\tau \rightarrow e^- \nu \nu)$ .

К мультилептонным событиям будет приводить также рождение частиц, содержащих тяжелые кварки. Для отбора таких событий критерий недостающей энергии весьма существен. При изучении  $3\mu$  - событий он позволит подавить фон от обычных (электромагнитных и адронных) источников образования  $\mu\mu$  - пар, а событий с  $\mu e$  - сигнатурой - фон от  $P^0$ - мезонов. Исходя из оценок уровня фона, по событиям заряженного тока с  $M \sim I$  можно получить следующие ограничения на сохранение лептонных чисел:

$$\mu^-/e^- \lesssim 10^{-2}, \quad \mu^+/e^+ \lesssim 10^{-4} \text{ для электронных и } e^\pm/\mu^\mp \lesssim 10^{-4}, \\ \mu^+/\mu^- \lesssim 10^{-4} \text{ для мюонных нейтрино.}$$

Мечение электронного нейтрино дает возможность измерить сечение упругого  $\nu_e e$  - рассеяния, интерес к которому обусловлен интерференцией амплитуд нейтрального и заряженного токов.

### 3.3. Прецизионные измерения параметров

#### единой теории электрослабых взаимодействий

Задача изучения слабых взаимодействий при "низких" энергиях заключается в том, чтобы убедиться в справедливости параметризации стандартной модели для всех процессов и в определении параметров теории с возможно более высокой точностью. Измерение параметров с достаточно высокой точностью позволит оценить поправки высших порядков к массам  $W$  - и  $Z^0$  - бозонов, которые будут определены в экспериментах на LEP и SLC. В стандартной модели они оказываются достаточно большими<sup>/5/</sup>. Кроме того, в современных теориях великого объединения  $\sin^2 \theta_W$  не является свободным параметром, а фиксируется теорией<sup>/7/</sup>. В табл.5 представлены результаты измерения  $\sin^2 \theta_W$  и  $\rho$ <sup>/6/</sup>.

В пучках меченых нейтрино на УНК будет возможным измерение параметров теории с высокой точностью как в чисто лептонном процессе  $\nu_\mu e \rightarrow e \nu_\mu$ , так и в глубоконеупругом  $\nu_\mu N$  - рассеянии. Это объясняется высокой статистикой и резким улучшением фоновых условий.

Таблица 5

Результаты измерения  $\sin^2 \theta_w$  и  $\rho$  в различных процессах

Процесс	$\sin^2 \theta_w$	$\rho$
$\nu_\mu e$	$0,21 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,05$
$\nu_p$	$0,26 \pm 0,04$	
$\nu N$	$0,226 \pm 0,007$	$1,01 \pm 0,01$
$eD$	$0,22 \pm 0,02$	
$\mu C$	$0,23 \pm 0,08$	
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	$0,18 \pm 0,02$	$1,17 \pm 0,09$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	$0,23 \pm 0,05$	
Среднее	$0,220 \pm 0,006$	$1,01 \pm 0,01$

Измерение параметров теории в чисто лептонных процессах привлекательно с точки зрения отсутствия неопределенностей, связанных с адронной структурой. Сечение процесса  $\nu_\mu e \rightarrow e \nu_\mu$  выражается через параметры модели:

$$d\sigma_{\nu_\mu e}^{\nu_\mu e}/dy = \sigma_0 [A + B(1-y)^2], \quad y \equiv E_e/E_\nu,$$

$$A = \rho^2(-1 + 2 \sin^2 \theta_w), \quad B = 4\rho^2 \sin^2 \theta_w.$$

Экспериментальные трудности исследования чисто лептонных процессов состоят в малости сечений ( $\sigma_{\nu_\mu e} \sim 10^{-4} \sigma_{\nu_\mu N}$ ) и высоком уровне фонов, среди которых основными реакциями являются:

$(\bar{\nu}_e N \rightarrow e N$  и когерентное образование  $\Pi^0$  - мезонов в поле ядра.

В пучках меченых нейтрино на УНК фон от реакции  $(\bar{\nu}_e N \rightarrow e N$  полностью отсутствует, а фон от когерентного образования  $\Pi^0$  - мезонов в поле ядра будет подавлен примерно в 30 раз по сравнению с фоном при энергии  $E_\nu \sim 40$  ГэВ и будет составлять  $\leq 3\%$ .

Для определения  $\sin^2 \theta_w$  в традиционной постановке эксперимента обычно используют отношение сечений  $R \equiv \sigma_{\nu_\mu e}^{\nu_\mu e} / \sigma_{\nu_\mu N}^{\nu_\mu e}$ , которое

не зависит от  $\rho$  и очень чувствительно к изменению  $\sin^2 \theta_w$

( $dR/d\sin^2 \theta_w \approx 8$  при  $\sin^2 \theta_w = 1/4$ ). При этом существенно точное знание отношения потоков  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ .

В пучках меченых нейтрино знание начальной энергии нейтрино позволяет измерить дифференциальное сечение  $d\sigma^{\nu_e e}/dy$  и определить  $\sin^2 \theta_w$  из отношения  $R \equiv A/B = (1 - 1/2 \sin^2 \theta_w)^2$ . Эта величина вдвое более чувствительна к изменению в  $\sin^2 \theta_w$  и не зависит от потока:

$dR/d\sin^2 \theta_w = 16$  при  $\sin^2 \theta_w = 1/4$ . Для  $1200 \nu_\mu e$  - событий (см. табл. 3)

$R$  будет известна с точностью  $\approx 0,1$ , что соответствует ошибке в  $\sin^2 \theta_w \leq 0,006$ .

По сравнению с чисто лептонными процессами исследование нейтральных токов в глубоконеупругом  $\nu_\mu N$  - рассеянии обеспечивает существенно более высокую статистическую точность определения  $\sin^2 \theta_w$  и  $\rho$ . Чтобы реализовать эту точность в полной мере необходимо свести к минимуму экспериментальную систематику и теоретические неопределенности, связанные со структурой нуклона. При использовании методики мечения не существует проблем, связанных с  $P/K$  - неоднозначностью в спектрах и с фоном от электронных нейтрино. При энергиях нейтрино  $\sim 1$  ТэВ резко уменьшается кинематическая область, где затруднительно разделение событий нейтрального и заряженного токов. Это позволит существенно уменьшить экспериментальную систематику и измерить величину

$$R^{\nu_e} \equiv \sigma^{\nu_e N}(NC) / \sigma^{\nu_e N}(CC) = 1/2 - \sin^2 \theta_w + 20/27 \sin^4 \theta_w$$

с систематической ошибкой  $< 0,5\%$ , определить  $\sin^2 \theta_w$  с точностью лучше  $1\%$ . Теоретические неопределенности ( $\sim 2\%$ ), связанные, в основном, с плохим знанием моря странных кварков в нуклоне, также могут быть существенно уменьшены.

#### 3.4. Прецизионные исследования структуры нуклона на малых расстояниях и определение параметров КХД

С точки зрения исследования структуры нуклона на малых расстояниях нейтринные пучки являются идеальным инструментом. Это

объясняется точечной природой нейтрино и киральной структурой слабых взаимодействий.

К настоящему времени структура нуклона на малых расстояниях исследовалась во многих экспериментах. Современные экспериментальные данные /9/ в пределах ошибок согласуются между собой и с предсказаниями квантовой хромодинамики (КХД), что демонстрирует табл.6. где представлены результаты определения масштабного параметра КХД  $\Lambda$ . Значения  $\Lambda$ , получаемые из анализа синглетной структурной функции  $F_2$ , сильно зависят от предполагаемого распределения глюонов в нуклоне. При современных энергиях в определении параметров КХД существуют трудности, связанные с наличием степенных

Таблица 6

Значения постоянного параметра КХД  $\Lambda$ , полученные в различных экспериментах

Реакция	$\Lambda$ (МэВ)	Группа
$\bar{\nu}_\mu N$	$300 \pm 80(\text{стат}) \pm 100(\text{сист})$	CDHS /10/
$\mu N$	$105 \begin{matrix} +55 & + 85 \\ -45 & - 45 \end{matrix}$	EMC /11/
$\mu p$	$220 \pm 15 \pm 50$	BCDMS /13/

поправок, обусловленных непертурбативными эффектами, которые не вычисляются с достаточной точностью в современной КХД /8/.

В пучках меченых нейтрино на УНК в 10 раз будет расширен диапазон по  $Q^2$  по сравнению с современными экспериментами и, по крайней мере, в 3 раза будет превзойден диапазон, доступный на Тэватроне. Это позволит надежно разделить вклад в нарушение скейлинга пертурбативных и непертурбативных эффектов. Рис.4 иллюстрирует масштаб изменения структурных функций с ростом  $Q^2$ , а представление о статистической точности, с которой могут быть измерены структурные функции в различных кинематических областях, можно получить из рис.5.

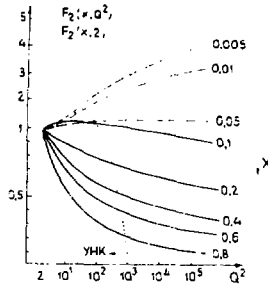


Рис.4. Масштаб изменения структурных функций с ростом  $Q^2$  при различных значениях переменной  $x$ . Точками ограничена область  $Q^2$ , доступная на УНК.

Статистика  $\gamma_\mu N$  - взаимодействий заряженного тока, которая может быть получена в экспериментах с КМН на УНК в разумные сроки (см. табл.4), на два порядка превосходит статистику, получаемую в современных экспериментах в пучках нейтрино, что позволит, в частности, определить параметр  $\Lambda$  со статистической точностью лучше 10 МэВ.

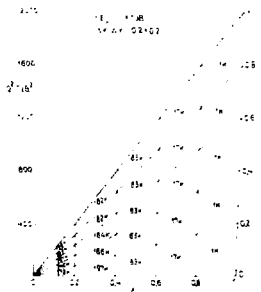


Рис.5. Статистика меченых  $\gamma_\mu N \rightarrow \mu^- N$  взаимодействий в различных областях скейлинговых переменных ( $x, Q^2$ ), которая может быть получена в 400 тоннах эффективной массы детектора БАРС за месяц работы ускорителя.

Для уменьшения систематики в определении структурных функций чрезвычайно важно точное знание потоков нейтрино. КМН позволяет уменьшить систематическую ошибку до уровня  $< 10 \text{ MeV}$ .

Хотя нейтрино непосредственно не взаимодействует с глюонами, в нейтринных экспериментах имеется возможность измерить распределение глюонов в нуклоне из совместного анализа нарушения скейлинга в распределении морских кварков и структурной функции  $F_2$  /9/. При этом существенно, чтобы параметр  $\Lambda$  был определен независимо (например, из  $x F_2$ ).

Знание начальной энергии нейтрино в пучках меченых нейтрино позволит исследовать структуру нуклона в нейтральном токе с точностью, которая не уступает точности, достигаемой в заряженном токе. Это важно, поскольку информация по этому вопросу довольно бедна /6/.

Измерения структурных функций при больших  $Q^2$  могут быть также использованы для поиска возможных отклонений от модели, возникающих, например, из-за неточности кварков или из-за новых промежуточных бозонов.

#### 4. НЕОБХОДИМЫЕ РЕСУРСЫ ОТ ОИЯИ

Как было отмечено в части 2 настоящего предложения, физические исследования на УНК будут проводиться с помощью создаваемого сейчас в ИФВЭ "Комплекса меченых нейтрино" для ускорителя У-70. Новый диапазон энергий на УНК требует наращивания одной части установки - мюонного спектрометра комплекса. Это обстоятельство, а также обязательства ОИЯИ по созданию комплекса для У-70 и реальная ситуация с их выполнением определяют объем затрат на следующую пятилетку. Они должны будут обеспечить разработку и изготовление трековой системы нового мюонного спектрометра, токовых обмоток магнита мюонного спектрометра и компенсировать деньги, недополученные на проект в текущей пятилетке.

Мюонный спектрометр Комплекса меченых нейтрино будет состоять из 27 намагниченных железных тороидов диаметром 4,75 м и толщиной 0,75 м каждый. Каждый тороид имеет индивидуальную обмотку возбуждения, которая обеспечивает среднюю напряженность магнитного поля в железе 1,8 Тл.

В состав координатного детектора войдут 36 координатных плоскостей из дрейфовых труб с пространственным разрешением 0,5 мм <sup>/12/</sup> которые уже имеются. Ими будет заполнена вторая половина спектрометра. Электроника считывания сигналов с дрейфовых труб будет усовершенствована, чтобы обеспечить возможность определения координаты мюона вдоль трубы.

Для первой половины спектрометра необходимы новые координатные плоскости с пространственным разрешением лучше 0,3 мм и двутрековым разрешением порядка 4 мм. Основой для построения таких детекторов будут служить изготавливаемые промышленностью профили из углепластика прямоугольного сечения с размером ячейки 20 x 40 мм<sup>2</sup>. Конструкция плоскостей позволит устранить при реконструкции траекторий лево-правые неопределенности координат. По шесть координатных плоскостей будут установлены вне железа магнита до и после него для прецизионного измерения угла влета в магнит и угла вылета мюона из магнита. В состав каждой плоскости входит 256 ячеек, общее количество плоскостей - 24, общее количество каналов - 6144. Для считывания информации будет разработан новый блок время-цифрового преобразования в стандарте КАМАК с разрешением  $\pm 1$  нс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Воиков et al., preprint ИЯЭ 80-156, Серпухов, 1980;  
А.А.Воиков et al., preprint ИЯЭ 80-158, Серпухов, 1980.
2. С.П.Денисов и др., препринт ИФВЭ 81-98, Серпухов, 1981.  
С.П.Денисов и др. Материалы рабочего совещания  
"Физические исследования на УНК ИФВЭ", Протвино, 1982.



3. В.В.Аммосов и др., "Экспериментальные исследования с пучком меченых нейтрино на ускорителе ИФВЭ", ОИЯИ, Деп.сообщение ЕИ-И-90-455, дубна, 1990 г.
4. В.Н.Гаркуша и др. Материалы рабочего совещания "Физические исследования на УНК ИФВЭ", Протвино, 1982.
5. A. Stein, Phys. Rev. D29 (1984) 89.
6. J. J. Koflerlini, S. Santoni, preprint EARN-EP/89-117.
7. J. J. Binhorn, J. J. Smith, Nucl. Phys. B190 (1982) 475.
8. J. J. Morfin, Fermilab-conf-82/72.
9. J. Stees, Proc. 1981 Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Bonn 1981, p.474.
10. H. Abramowicz et al. Nucl. Phys. C17 (1983) 283.
11. J. J. Lambert et al. Nucl. Phys. B259 (1985) 189.
12. М.Винде и др. ОИЯИ, ДИ,13-88-172, Дубна, 1988.
13. A. C. Benvenuti et al., Phys.Lett.B 223(1989) 490.

Рукопись поступила в административный отдел  
18 октября 1990 года.